



TITLE:

17.二次元高分子とその動的特性(パターン形成,運動と統計,研究会報告)

AUTHOR(S):

宮野, 健次郎

CITATION:

宮野, 健次郎. 17.二次元高分子とその動的特性(パターン形成,運動と統計,研究会報告). 物性研究 1985, 44(3): 466-468

ISSUE DATE:

1985-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91599>

RIGHT:

参 考 文 献

- 1) Y. Sawada, S. Ohta, M. Yamazaki and H. Honjo; Phys. Rev. A26 (1982), 3557.
- 2) L. Niemeyer, L. Pietronero and H.J. Wiesmann; Phys. Rev. Lett. 52 (1984), 1033.
- 3) H. Takayasu; Submitted to Phys. Rev. Lett.
- 4) 高安秀樹, 1985年2月22日研究会「形の科学的研究」にて口頭発表。

17. 二次元高分子とその動的特性

東北大・通研 宮 野 健次郎

§1 はじめに

両親媒性をもった有機物は、水と空気あるいは水と油の界面に吸着されて、分子一層よりなる膜—単分子膜—を形成する。成膜分子が不飽和炭素結合をもっていると、この結合が紫外線(UV)を吸収してラジカルとなり、近接する他の同種の結合と共有結合して膜のままの状態ですべて二次元的な高分子になりうる。分子を格子点、共有結合をポンドと見立てると、この様子は丁度ポンドパーコレーションの実現になっていることが解る。さらに、配位数： z やポンドが閉じている確率： p に関連すると考えられる、一分子当りの不飽和炭素結合数や重合度を変えられるので研究上便利であり、しかも粘弾性を同時に測定することによって、この分野では比較的報告の少ない動的特性を簡単に知ることができる特徴がある。

ところで、浸透理論によれば、二次元において、無限に大きいクラスターが現われる臨界点に達した時($p=p_c$)、系は全体としてその網目構造に由来する弾性をもつようになり、弾性係数 K は

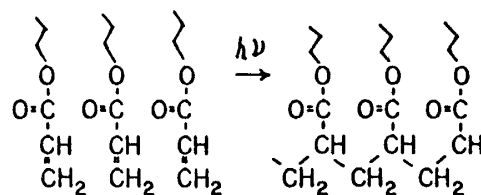
$$K \sim (p - p_c)^T \quad (1)$$

のように変化すると予想されており、また、このときの格子点当り平均ポンド数は2であることが知られている。ここでは、このような予想を、二次元高分子における測定と対比したい。

§2 実験¹⁾

実験にはアルリル酸エステルを用いた。この基は、第1図に示すような反応によって高分子

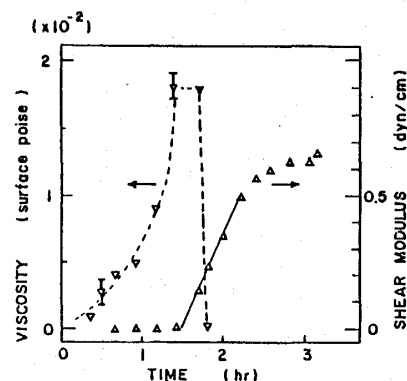
化する。一つの基は他の二つの基と結合するので、
 一分子中に一つの基があれば $z = 2$ 、二つの基があ
 れば $z = 4$ に相当する。 $z = 2$ の場合の例として
 $C_{18}H_{37}-O-(CO)-CH=CH_2$ では、UV 照射時
 間とともに粘性がべき乗則に従って増大するが、周
 波数 $= 0$ の極限で弾性を示さない。これは $z = 2$ で



第 1 図

あることから、臨界平均ボンド数 $= 2$ になるのは、重合が総ての基について完了したとき、つ
 まり $p_c = 1$ であることによって説明できる。

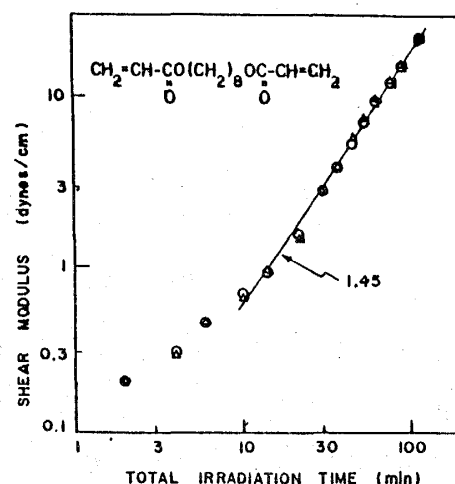
$z = 4$ の例としては、第 3 図に示したような物質を用いた。これは熱励起だけで徐々に重合
 が進行し、第 2 図に示すような明瞭なゾル・ゲル転移を示す。すなわち、重合の進行につれて
 粘性が急激に増大する（クラスターの成長）が、ある
 重合度で突然弾性が現われ（ $p = p_c$ ）粘性が消失する。
 これは、最大のクラスターが粘性に最も寄与が大きく、
 かつこれが臨界点で最初に弾性的になるとする描像と
 よく一致する。弾性率と UV 照射時間の関係を第 3 図
 に示す。重合度は照射時間につれて飽和するが、重合
 の初期ではこの両者は比例するとしてよからう。そう
 すると、(1) 式での $T \sim 1.45$ である。



第 2 図

§ 3 考 察

臨界指数 T がどのような値をもつかは今のところ決
 定的な理論はない。de Gennes は T が、伝導率の指
 数 t と同じであると議論して $T = t = 1.2$ を得た。²⁾
 しかしこれは T の下限であって、実際はこれよりも大
 きな値をとると考えられているが、これについては文
 献を参照されたい。³⁾



第 3 図

参 考 文 献

- 1) K. Miyano and M. Veyssié; Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1318.
- 2) P. G. de Gennes; J. Phys. (Paris) 37 (1976) L-1.
- 3) S. Feng and P. N. Sen; Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 216.

D. J. Bergman and Y. Kantor; *ibid* 53 (1984) 511, and Y. Kantor and I. Webman; *ibid* 52 (1984) 1891.

19. 散逸構造のパタン・ダイナミクスの動画像処理による解析

山口大・工 三池秀敏, 落合浩治, 島田和幸, 橋本 基, 蛭名良雄

はじめに 非平衡開放系で観測される散逸構造のパタンダイナミクスは, 広い分野の研究者の注目を集めている。我々は何らかの周期性や統計的性質を有する画像全体が時間的に変化する, いわゆるテクスチャ動画像に対して, 画素の時系列相関解析を中心とした新しい処理法の開発を行って来た¹⁾。ここでは, この処理法を中心として液晶の電氣流体力学的不安定性に伴い発生する対流パタンのダイナミクスを, その定常状態と非定常状態(パタン形成過程)について解析した結果を報告する。

解析方法 偏光顕微鏡下で捉えた液晶の対流パタンを, 画像処理システム²⁾により 64×64 画素(8ビット)128枚の連続画像としてサンプリングする。その後, Fig. 1 に示すように, 各画素の輝度レベルの時系列データ $A_{ij}(t)$ に対して, 次式で与えられるような自己相関関数 $C_{ij}(\tau)$, 及び画像中の任意の画素時系列を中心とした他の画素時系列との相互相関関数 $M_{ij}^{kl}(\tau)$ を計算する。

$$C_{ij}(\tau) = \langle (A_{ij}(t+\tau) - \bar{A}_{ij}) \cdot (A_{ij}(t) - \bar{A}_{ij}) \rangle \quad (1)$$

$$M_{ij}^{kl}(\tau) = \langle (A_{ij}(t+\tau) - \bar{A}_{ij}) \cdot (A_{kl}(t) - \bar{A}_{kl}) \rangle \quad (2)$$

ここで \bar{A}_{ij} は ij 画素時系列の平均輝度レベルを示す。これより各画素点の分散値 $C_{ij}(0)$, 自己相関時間 $\tau_a(ij)$ 及び相互相関時間 $\tau_m(kl)$ を求める。 $\tau_m(kl)$ は $M_{ij}^{kl}(\tau)$ が最大となる時間 τ より決定される。これらの値を画像の濃淡として表現し, 「分散画像」, 「相関画像」, 「相互相関画像」として再構成する。Fig. 2 は, 一方向に運動する粒子群にこの解析法を試みた中での瞬時画像(A)は原画像の時間変化を示し, (B)が「分散画像」, (C)が「相関画像」, (D)が「相互相関画像」を示す。分散画像はパタンの濃淡変化の有無, 相関画像は濃淡変化の速さの違い, 相互相関画像は濃淡変化の同相性, 方向性を表現していると考えられる。こうした処理により散逸構造の場所によるダイナミクスの特徴の違いが評価できると考えられる。